

Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков

© Г.Е. Озур, С.А. Попов, В.Ф. Федущак

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
E-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2007 г. В окончательной редакции 7 августа 2007 г.)

Исследован процесс формирования плотных низкоэнергетических (5–10 keV) импульсных электронных пучков малого диаметра (единицы миллиметров) в пушке типа „канальная искра“. В экспериментах продемонстрировано, что интересная предыонизация канала транспортировки в сочетании с импульсной подачей ускоряющего напряжения на катод позволяет получать пучки со скоростью нарастания тока более 10^{11} A/s и амплитудой, превышающей ток Альфвена примерно в 1.5–2 раза. В оптимальном по давлению режиме на расстоянии 2–3 см от выходного торца пушки плотность тока составила $40\text{--}25$ kA/cm², что в перспективе позволяет обеспечить абляцию большинства твердотельных мишеней.

PACS: 52.40.Mj, 52.80.Tn

Введение

Одним из перспективных направлений использования высокоинтенсивных (> 10 kA/cm²) низкоэнергетических (5–10 keV) импульсных (~ 100 ns) электронных пучков малого диаметра (единицы миллиметров) является электронно-лучевая абляция — сверхскоростное испарение твердотельных мишеней для осаждения тонких пленок высокого качества. Электронно-лучевая абляция является одной из альтернатив более развитой в настоящее время лазерной абляции, поскольку обладает рядом преимуществ, среди которых важнейшими являются низкая стоимость оборудования (5–10% от стоимости лазерных установок), более высокий КПД, возможность абляции прозрачных мишеней [1,2].

Для повышения качества пленок и уменьшения потерь на теплоотвод в глубь мишени следует снижать длительность импульса, что для электронного пучка означает необходимость увеличения скорости нарастания тока. Это предъявляет соответствующие требования не только к цепи питания электронной пушки, но и к скорости формирования эмиссионной поверхности на катоде, равно как и к скорости формирования плазменного анода, одновременно служащего каналом транспортировки пучка.

В электронных пушках [1,2], названных авторами Channel Spark („канальная искра“), полый катод питается от малоиндуктивного конденсатора, одна из обкладок которого (соединенная с катодом) находится под отрицательным статическим потенциалом (рис. 1). Давление рабочего газа составляет 1–3 Па. Запуск пучка осуществляется с помощью зажигания вспомогательного импульсного слаботочного газового разряда. Плазма разряда проникает в отверстие в полном катоде и возбуждает эмиссию с его поверхности. Роль канала, обеспечивающего узкую направленность пучка, электроизоляцию, защиту катода от запыления продуктами эрозии мишени, играет стеклянная или керамическая трубка диаметром несколько миллиметров. По мере

роста концентрации плазмы в канале двойной слой, в котором ускоряются электроны, перемещается к выходному торцу трубки со скоростью порядка 10^6 m/s. Ввиду того что натекание плазмы в катодную полость является сравнительно медленным процессом, данная схема не может обеспечить высоких скоростей нарастания тока пучка, а значит, и высоких скоростей ввода энергии пучка в мишень. Другой причиной, ограничивающей скорость нарастания тока, являются потери пучка на создание плазменного канала, поскольку характерное время ионизации $t_1 = (n_0\sigma_i u)^{-1}$ при таком давлении сравнимо с длительностью импульса (n_0 — концентрация нейтралов, σ_i — сечение ионизации электронным ударом, u — скорость электронов пучка). Полученные в [1,2] скорости нарастания тока пучка не превышают 10^{10} A/s, амплитуда — не более 1.5 kA.

В [3] предложена и предварительно исследована схема формирования пучка, позволяющая примерно на порядок увеличить скорость нарастания тока и в несколько раз — амплитуду тока пучка. Идея заключалась в том, чтобы создание плазменного канала между катодом и коллектором осуществлялось заблаговременно, до подачи ускоряющего напряжения на катод. Разумеется, данная схема потребовала импульсного питания катода.

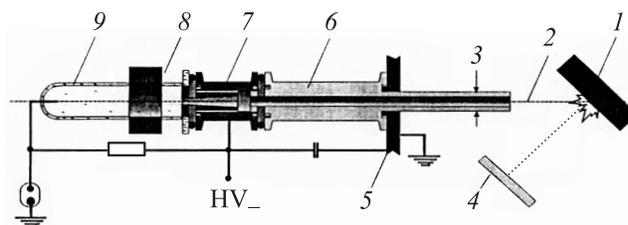


Рис. 1. Электронная пушка на основе „канальной искры“ [1]: 1 — мишень; 2 — электронный пучок; 3 — керамическая трубка; 4 — подложка; 5 — анод; 6 — керамический корпус искрового канала; 7 — полый катод; 8 — магнит; 9 — ячейка вспомогательного разряда.

Отметим, что амплитуда пучка в [3] превышала ток Альфвена примерно в 1.5–2 раза, что впервые удалось получить для электронных пучков столь низких энергий. При создании плазменного канала важно было создать плазму такой концентрации, чтобы зарядовая нейтрализация пучка с желаемым током обеспечивалась с самого начала импульса. Данное условие не было соблюдено в [4], где также использовалось импульсное питание катода. В [4] для создания предварительной плазмы использовался предимпульс напряжением 10–20 кВ, но током лишь 10–20 А. Малое значение тока предимпульса и не совсем удачная конструкция электронной пушки не позволили авторам [4] получить пучок достаточной плотности.

Настоящая работа является продолжением начатых в [3] исследований и направлена, в частности, на поиск условий, при которых обеспечивается достаточная для абляции плотность тока на расстоянии, по крайней мере, 2–3 см от выходного торца керамической трубки, что необходимо (и достаточно!) для беспрепятственного разлета плазмы мишени.

Описание экспериментальной установки

Устройство электронной пушки, использовавшейся в экспериментах (рис. 2), аналогично представленному в [1,2]. Основное отличие заключается, как было отмечено выше, в системе питания, состоящей из двух независимых каналов: блока питания предварительного разряда и генератора высоковольтных импульсов (ГВИ), используемого для получения пучка.

Блок питания разряда собран на конденсаторе К75–48 (10 кВ, 0.22 или 0.47 мкФ), который разряжается на на-

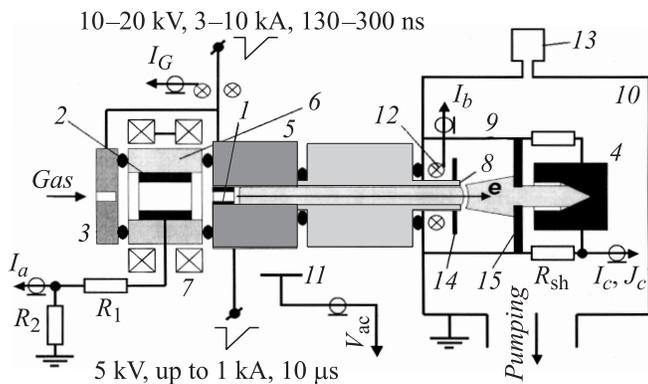


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — взрывоэмиссионный катод; 2 — пеннинговский анод; 3 — вспомогательный катод пеннинговского разряда; 4 — коллектор (цилиндр Фарадея); 5 — полый катод; 6 — изолятор; 7 — соленоид; 8 — керамическая трубка внутренним диаметром 4 мм; 9 — обратный токопровод; 10 — вакуумная камера; 11 — емкостной делитель напряжения; 12 — трансформатор тока (пояс Роговского); 13 — датчик давления; 14 — диэлектрический экран; 15 — диафрагма толщиной 1 мм; $R_1 = 400 \Omega$ — ограничительный резистор; $R_2 = 0.1 \Omega$ и $R_{sh} = 0.05 \Omega$ — шунты.

грузку через катушку индуктивности $11 \mu\text{H}$ и резистор сопротивлением от 3.8 до 10Ω . Наличие элементов, ограничивающих ток разряда, обеспечивает развязку блока от ГВИ. Коммутатором цепи питания разряда служит тиратрон ТГИ1-270/12.

Генератор высоковольтных импульсов был собран на базе конденсатора собственного изготовления НСЕIсар 40–0.05 (40 кВ, 53 нФ) с индуктивностью менее 5 нН и псевдоискрового разрядника ТДИ1-50к/50 [5]. Собственная индуктивность генератора составила около 20 нН. Полный импеданс разрядного контура ГВИ, полученный из осциллограмм тока короткого замыкания, составил 1Ω , а последовательная индуктивность — 119 нН.

Катод 1 (рис. 2) представлял собой отрезок медной трубки внутренним диаметром 4 мм, запрессованной в полый катод 5, изготовленной из нержавеющей стали.

Для измерения импульса ускоряющего напряжения использовался емкостной делитель, а в качестве датчиков тока использовались пояса Роговского и шунты. Пояса Роговского наматывались на диэлектрический каркас и работали в режиме трансформатора тока. Для устранения искажений тока пучка, связанных с протеканием обратного тока плазменных электронов, пояс Роговского 12 был прикрыт экраном 14. Таким образом, этот пояс регистрировал именно проходящий ток пучка. Сигналы с датчиков подавались на входы четырехканального цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024 с полосой пропускания 200 МГц.

Измерения плотности тока электронов проводились с помощью набора диафрагм толщиной 1 мм с диаметром коллимирующего отверстия 1, 2.5 и 6 мм, которые попеременно устанавливались перед цилиндром Фарадея. Зазор между цилиндром Фарадея и диафрагмой составлял 3–4 мм.

Для регистрации поперечной стабильности фокуса пучка от импульса к импульсу использовался рентгенолюминесцентный экран с нанесенной на него реперной точкой, расположенной за прострельной мишенью из танталовой фольги ($10 \mu\text{m}$) и дополнительным фильтром из алюминий-бериллиевой фольги ($60 \mu\text{m}$). Свечение люминофора регистрировалось цифровым фотоаппаратом с открытым затвором или визуально.

Энергия пучка в импульсе измерялась с помощью калориметра на основе калибровочного терморезистора, припаянного с тыльной стороны к медному поглотителю массой 10 г.

Напуск рабочего газа (аргон) в камеру осуществлялся в стационарном режиме с помощью стандартного регулятора РРГ-10 с верхним пределом регулирования $6 \text{ cm}^3/\text{min}$ в расчете на атмосферное давление.

Экспериментальные результаты

Нами проведены два цикла экспериментов: исследование процесса зажигания и функционирования разряда, служащего для предварительного создания плазменного столба, и собственно исследование процесса формирования и транспортировки пучка.

Характеристики разряда

Схематично динамика разряда выглядит следующим образом. При подаче напряжения на катоды пеннинговой ячейки от блока питания разряда в ней (практически без запаздывания) зажигается отражательный разряд, о чем свидетельствует осциллограмма тока в цепи анода (рис. 3). Через некоторое время, зависящее от давления газа (аргон), почти весь ток разряда напрямую переключается на коллектор. Ограничение тока пеннинговского разряда сопротивлением R_1 способствует переключению тока на коллектор. Таким образом, пеннинговский разряд выполняет лишь иницилирующую роль, а основной разряд представляет собой прямой разряд между катодом и коллектором.

Судя по величине тока разряда (до 1 кА), высокой средней плотности тока с катода (десятки и сотни ампер на квадратный сантиметр) и малому напряжению горения (сотни вольт) разряд горит в дуговом режиме (рис. 3, 4). Конечно, для классического дугового разряда характерны напряжения горения в десятки вольт [6], но в нашем случае возникает перепад давления газа (а значит, и концентрация плазмы) на выходе керамической трубки. Поэтому кроме слоя катодного падения потенциала в месте перепада концентрации в столбе разряда возникает двойной слой, доускоряющий электроны (условие непрерывности тока). Это явление давно описано в литературе (см., например, [7]). В процессе горения разряда электроны, эмитированные катодными пятнами, ионизируют рабочий газ, таким образом, в промежутке между катодом и коллектором создается столб плазмы с достаточно высокой концентрацией.

Из осциллограммы тока на коллектор (рис. 4, 3) можно оценить плотность тока ускоренных в слое электронов — $J_e = 4I_c / \pi d^2$, где $d = 4$ мм — внутренний диаметр керамической трубки. Например, в момент времени от начала импульса $t = 2$ мкс получим $J_c \approx 5$ кА/см².

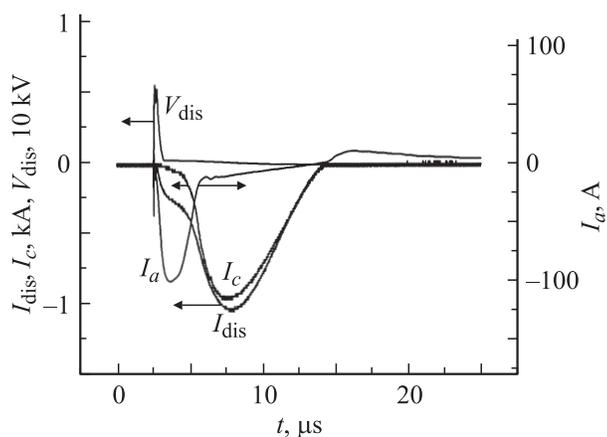


Рис. 3. Осциллограммы напряжения горения разряда, V_{dis} (инвертирована), полного тока разряда, I_{dis} , тока на коллектор, I_c и тока анода, I_a . Расход аргона — $2 \text{ cm}^3 / \text{min}$, давление аргона по датчику — 0.27 Pa . Расстояние между торцом трубки 8 и коллектором 4 — 10 mm (см. рис. 2).

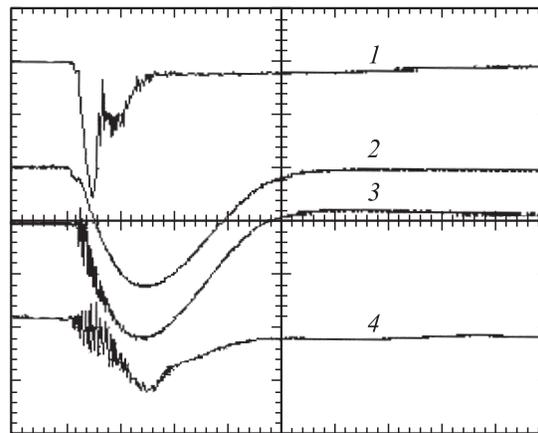


Рис. 4. Осциллограммы напряжения горения разряда (1 ns), V_{dis} (кривая 1 — 1-й канал, 2.25 kV/div , 5 V), полного тока разряда, I_{dis} (2 — 200 A/div , 5 V) тока на коллектор, I_c (3 — 200 A/div , 1 V) и плотности тока на оси разряда J_c (4 — $1250 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{div}$, 500 mV). Давление аргона — 0.4 Pa . Расстояние между торцом трубки 8 и коллектором 4 — 20 mm . Диаметр отверстия в диафрагме — 1 mm .

В тот же момент времени плотность тока, измеряемая за диафрагмой, J_c , примерно в 4 раза меньше. Такое различие обусловлено, на наш взгляд, расходимостью потока электронов, а также расширением рабочего газа и плазмы в радиальном направлении. С увеличением давления газа это различие уменьшается, но остается значительным — не менее 2 раз.

Зная ток разряда и полагая, что температура электронов составляет $2-3 \text{ eV}$, легко оценить также концентрацию катодной плазмы вблизи торца трубки. Она составляет около 10^{21} m^{-3} , т.е. около 10% от концентрации нейтралов, которую можно оценить из расхода газа — $n_0 \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Таким образом, запас нейтралов достаточен для обеспечения плотности тока электронов в двойном слое в десятки кА/см² на стадии генерации пучка.

Из осциллограмм тока и плотности тока разряда видно, что, изменяя время задержки подачи ускоряющего напряжения на катод, можно регулировать начальную концентрацию плазмы в столбе (а значит, и параметры пучка) без изменения давления газа.

Генерация пучка

После формирования плазменного канала на катод 1 с задержкой $1-10 \text{ mks}$ относительно начала тока разряда подавался импульс ускоряющего напряжения с фронтом $20-30 \text{ ns}$ от ГВИ, и происходило формирование пучка. Из осциллограмм, приведенных на рис. 5, а, видно, что заблаговременное создание плазменного канала позволило на порядок (до 10^{11} A/s) увеличить скорость нарастания тока и в несколько раз — абсолютное значение тока по сравнению с результатами [1,2,8]. Как уже

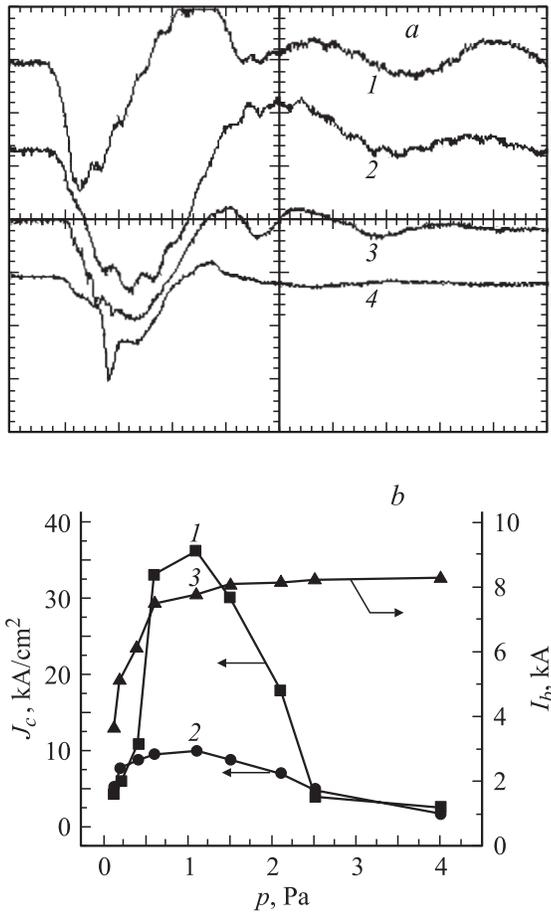


Рис. 5. *a* — типичные осциллограммы импульсов (100 ns): напряжения на катоде (1, 1 V); тока генератора (2, 5 V), тока пучка (3, 4 V) и плотности тока на оси пучка (4, 10 V). Давление аргона — 1.3 Па. Чувствительность по вертикали: 6 kV/div, 3.5 kA/div, 4 kA/div, 18 kA/cm² · div. *b* — зависимость плотности тока пучка и полного тока пучка от давления рабочего газа: 1 — плотность тока при диаметре коллимирующего отверстия 1 mm, 2 — при 6 mm, 3 — ток пучка. Зарядное напряжение ГВИ — 20 kV; задержка между началом горения разряда и подачей ускоряющего напряжения на катод — 2 μ s; расстояние „торец трубки — коллектор“ — 20 mm.

отмечалось выше, амплитуда тока пучка в 1.5–2 раза превышает значение тока Альфвена, составляющее при энергии электронов 5–10 keV $I_A = 2.4$ –3.3 kA.

Обратимся теперь к результатам измерений плотности тока пучка. Плотность тока в приосевой области пучка J_c вначале нарастает относительно медленно, а затем быстрее, что отражает фокусировку пучка (рис. 5, *a*). Изучение осциллограмм, полученных при различных давлениях газа, дало немонотонные зависимости J_c от давления рабочего газа, представленные на рис. 5, *b* (кривые 1 и 2). В отличие от плотности тока, амплитуда тока пучка, регистрируемого поясом Роговского I_2 , сначала монотонно растет с давлением, а затем выходит на насыщение (кривые 3). Осциллограммы полного тока пучка на коллектор, регистрируемые шунтом, на-

против, дают немонотонную зависимость, аналогичную кривой 2.

Осциллограммы плотности тока при диаметре коллимирующего отверстия в диафрагме 1 mm были достаточно нестабильны от импульса к импульсу (в отличие от осциллограмм полного тока пучка, которые были стабильны), что было вызвано „блужданием“ пучка в поперечном направлении в течение импульса. Возможной причиной блуждания пучка является шланговая неустойчивость, в пользу чего высказываются также авторы [8].

Нами также исследовалась зависимость плотности тока пучка от расстояния „торец трубки–коллектор“, d_{t-col} . На рис. 6 представлены соответствующие кривые, полученные при различных давлениях рабочего газа. Видно, что при давлении 1.5 Pa спад плотности тока при увеличении d_{t-col} идет более медленно, а абсолютные значения плотности тока на расстояниях 20–30 mm можно оценить как достаточные для осуществления абляции. В свою очередь, при $d_{t-col} = 20$ –30 mm обеспечивается беспрепятственное осаждение продуктов абляции на подложку, что важно с практической точки зрения. Отметим также, что поведение кривой, полученной для давления 1.5 Pa, коррелирует с зависимостью плотности тока от давления газа (рис. 5, *b*).

Результаты регистрации рентгеновского излучения подтверждают ход зависимости плотности тока от давления газа. При зарядном напряжении конденсатора 20 kV свечение люминофора (рис. 7) регистрировалось вплоть до давлений 1.7 Pa, а при дальнейшем увеличении давления (> 2 Pa) свечение исчезало вследствие уменьшения напряжения на двойном слое, в котором ускоряется электронный пучок. Увеличение зарядного напряжения

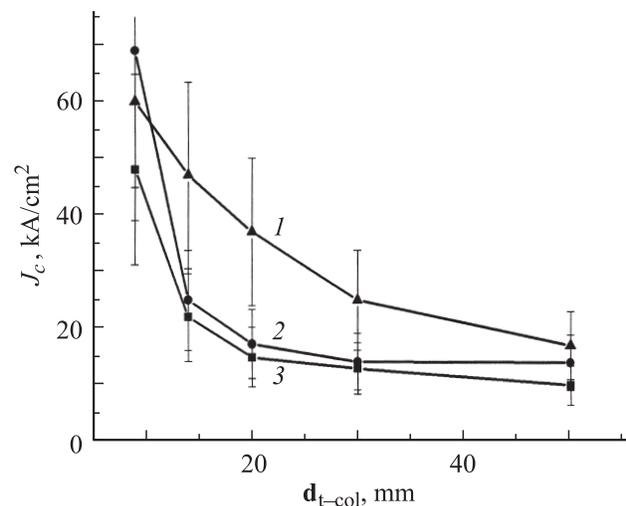


Рис. 6. Зависимости плотности тока на оси пучка от расстояния „торец трубки–коллектор“ при различных значениях давления аргона: 1 — 0.4, 2 — 0.64, 3 — 1.5 Pa. Зарядное напряжение ГИН — 20 kV; амплитуда тока разряда — 440 A; задержка между началом горения разряда и подачей ускоряющего напряжения на катод — 1 μ s; диаметр отверстия в диафрагме — 1 mm.

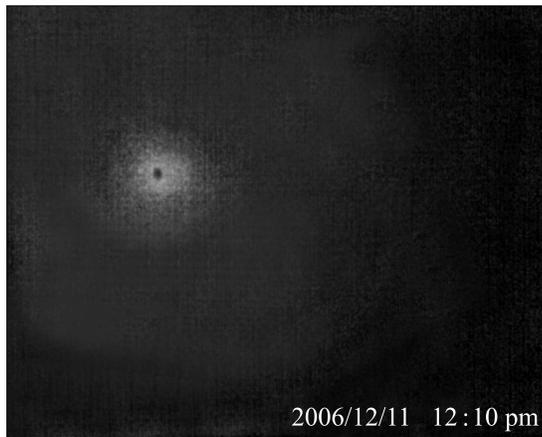


Рис. 7. Свечение люминесцентного экрана под действием рентгеновского излучения, возникающего при торможении сильноточного электронного пучка. Диаметр реперного пятна в центре свечения — 1 mm. Давление аргона — 0.64 Pa, зарядное напряжение ГВИ — 20 kV.

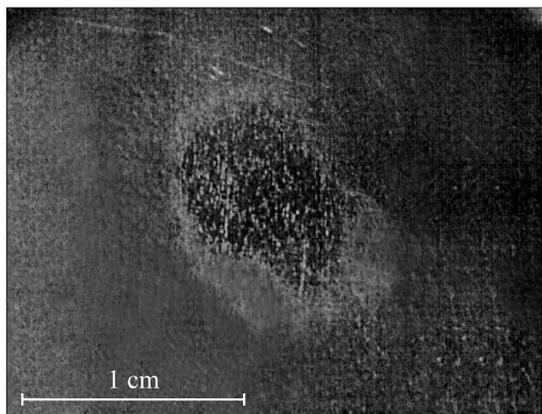


Рис. 8. Отпечаток пучка на фольге из нержавеющей стали. Стрелкой указана область интенсивного плавления. Зарядное напряжение ГВИ — 20 kV, давление аргона — 0.7 Pa, зазор $d_{t-col} = 20$ mm.

до 25 kV не приводило при больших давлениях газа к появлению свечения люминофора. От импульса к импульсу смещение центра светящегося пятна относительно реперной точки достигало 1–1.5 mm, что коррелирует с нестабильностью осциллограмм плотности тока при диаметре коллимирующего отверстия 1 mm.

Энергия пучка в импульсе, измеренная с помощью калориметра, составила в оптимальных по давлению режимах 3.7 ± 0.45 J при запасенной энергии 10 J.

Характер распределения плотности энергии в поперечном сечении оценивался по автографам пучка на мишенях из меди, вольфрама и нержавеющей стали. При давлениях газа 0.4–1 Pa на автографах наблюдалась зона интенсивного плавления и частичного испарения с характерным диаметром 3–5 mm, окруженная ореолом (очищенная поверхность без следов плавления) диаметром 30–35 mm (рис. 8). Напротив, при высо-

ких (2–2.5 Pa) давлениях автографы пучка выглядели „слабыми“ — лишь на мишени из нержавеющей стали были видны следы начального плавления. А при давлениях больше 2.5 Pa следы начального плавления не наблюдались и на нержавеющей стали. Такое поведение автографов коррелирует с результатами регистрации рентгеновского излучения и плотности тока.

Форма отпечатка пучка отличается от круга, что также свидетельствует о блуждании пучка в поперечном направлении в течение импульса.

Обсуждение результатов

Основываясь на полученных экспериментальных результатах и анализе литературы, рассмотрим более детально процесс формирования и транспортировки пучка в электронных пушках типа „канальной искры“.

Прежде всего, разберем вопрос об эмиссии катода. В работах [1,2,8] этот вопрос специально не рассматривался, но было высказано предположение, что иногда возникающие нестабильности токовых импульсов обусловлены взрывоэмиссионными процессами на катоде, т.е. появлением катодных пятен. Предполагается, что в нормальном режиме катод электронной пушки эмитирует без катодных пятен. Это возможно, если поверхность катода быстро (за десятки наносекунд) разогревается ионной бомбардировкой до температуры, обеспечивающей высокую плотность тока термоэмиссии [9]. Данных, приведенных в [1,2,8], недостаточно для того, чтобы подтвердить или опровергнуть эту возможность, но обратим внимание на следующие обстоятельства. Поскольку катод находится на значительном удалении от выходного торца диэлектрической трубки, куда быстро перемещается катодный потенциал, то нестационарность плазмы катодных пятен не будет существенно влиять на стабильность импульсов тока пучка. Например, существует множество источников электронных пучков с плазменным катодом на основе дуговых разрядов с катодным пятном, ток пучка в которых имеет хорошую стабильность от импульса к импульсу, а в течение импульса резких флуктуаций тока пучка не наблюдается [10]. Во-вторых, по данным [1] катодный потенциал очень быстро (со скоростью 10^6 m/s) выносится на торец трубки, следовательно, катодное падение потенциала уже невелико, и плотность потока мощности на катод недостаточна для его разогрева.

В нашем случае, как уже отмечалось выше, предварительный разряд, питаемый от сравнительно медленного контура, горит в дуговом режиме с катодными пятнами. В пользу этого свидетельствует малая величина катодного падения потенциала, что делает невозможным существенный разогрев катода ионной бомбардировкой. Действительно, если даже предположить 100%-ную ионизацию газа в катодной полости, то плотность ионного тока составит около 250 A/cm², а плотность мощности — около 1 MW/cm², что на порядок величины меньше значений, необходимых для

разогрева поверхности катода и появления значительной термоэмиссии. И, напротив, данная плотность ионного тока легко обеспечит возникновение катодных пятен за единицы наносекунд за счет пробоя неметаллических включений и пленок [11].

При последующей подаче ускоряющего напряжения от высокопоточного генератора эмиссионные процессы на катоде интенсифицируются за счет увеличения числа катодных пятен, как это описано в [12], а также, согласно исследованиям, — псевдоискровых разрядов [13]. Приложенное между катодом и коллектором напряжение сосредоточивается, прежде всего, в двух слоях объемного заряда — согласно терминологии [7] — в К-слое (прикатодный слой) и М-слое (слой в столбе). Основная часть падения потенциала приходится, видимо, на М-слой, локализованный вблизи выходного торца керамической трубки, обусловленный резким перепадом давления газа (а значит, и концентрации плазмы). Электроны, ускоренные в К-слое и М-слое, дополнительно ионизируют рабочий газ, что обеспечивает рост тока пучка во времени.

Отметим, что при не очень больших временах задержки (до $4 \mu\text{s}$) К-слой и М-слой уже существуют к моменту начала генерации пучка. При подаче ускоряющего напряжения на катод падение потенциала в слоях и их толщина возрастают. Оценки показывают, что при умеренных давлениях газа (до 2 Па) время пролета ионом М-слоя сравнимо с длительностью переднего фронта импульса напряжения и составляет 20–30 ns. Таким образом, плотность тока в двойном слое в начальной стадии формирования пучка может превышать стационарное значение, определяемое по закону Чайлда–Ленгмюра [14]. Это также способствует увеличению скорости нарастания тока пучка.

Рассмотрим теперь вопрос о транспортировке и фокусировке пучка. Следует отметить, что пинчевание пучка вовсе не означает его фокусировку с точки зрения воздействия на мишень, поскольку в пинче продольная скорость электронов мала [15]. Поскольку высокая степень магнитной нейтрализации для низкоэнергетических пучков трудно достижима из-за невозможности разделения фольгой ускоряющего зазора и пространства дрейфа, то магнитное сжатие пучка следует уравновесить кулоновским расталкиванием, а в идеале — сделать траектории электронов плавно сходящимися, чтобы обеспечить максимальный энерговклад пучка в мишень. При высокой скорости нарастания плотности тока и сравнительно малом количестве плазменных электронов внутри пучка (т.е. при сравнительно низком давлении газа) в пучке возникает сильное радиальное электрическое поле E_r , уравновешивающее магнитное сжатие пучка.

Очень грубо величину E_r можно оценить из следующих соображений. При инъекции в плазму пучка с быстро нарастающим током в ней появляется некомпенсированный объемный заряд электронов вследствие того, что уход плазменных электронов, вытесняемых полем

этого заряда из объема пучка, происходит за конечное, хоть и малое, время. Это время (время нейтрализации) по порядку величины будет равно

$$\tau = \frac{a}{(2e\phi/m)^{1/2}}, \quad (1)$$

где a — радиус пучка, ϕ — величина провисания потенциала, e и m — заряд и масса электрона соответственно. При постоянной скорости нарастания тока внесенный за это время заряд составит

$$q = \frac{dI_b}{dt} \tau^2, \quad (2)$$

а средняя плотность заряда

$$\rho = \frac{q}{\pi a^2 l}, \quad (3)$$

где $l = (2e[U - \phi]/m)^{1/2} \tau$ — длина, которую пройдет пучок за время τ , U — ускоряющее напряжение. Полагая, что избыточный заряд распределен внутри занятого им объема равномерно, можно из уравнения Пуассона определить радиальную составляющую напряженности поля. Наиболее компактно выражение для E_r выглядит, если положить $\phi = U/2$:

$$E_r = \frac{m}{\pi \epsilon_0 e U} \frac{dI_b}{dt}. \quad (4)$$

Подставив в (4) характерные значения $U = 5 \text{ kV}$ и $\frac{dI_b}{dt} = 10^{11} \text{ A/s}$, получим $E_r \approx 40 \text{ kV/cm}$. При радиусе пучка $a = 2 \text{ mm}$ сила кулоновского расталкивания уравновесит силу магнитного сжатия пучка с током около 600 А, что по порядку величины соответствует доле тока пучка, приходящейся на приосевую область, согласно измерениям плотности тока при диаметре коллимирующей диафрагмы 1 mm в оптимальном диапазоне давлений газа.

Безусловно, выражение (4) не дает явной зависимости E_r от давления газа (концентрации плазмы), но вполне разумно предположить, что при повышенных давлениях время нейтрализации τ уменьшится за счет того, что для восстановления равновесия электронов плазмы достаточно сдвинуться на меньшее расстояние.

Как показано в [16], в равновесном состоянии в системе „пучок–плазма“ при отсутствии внешних полей имеется электрическое поле $E_{r0} \neq 0$. Причем в центре преобладает отрицательный объемный заряд, а на периферии — положительный. Полный заряд равен нулю. Дополнительное электрическое поле E_r , о котором шла речь выше, возникает вследствие высокой скорости нарастания тока пучка, т.е. имеет нестационарное происхождение. Под действием этого поля ионы плазмы будут накапливаться в приосевой области пучка, способствуя тем самым его фокусировке. Действительно, при $E_r \approx 40 \text{ kV/cm}$ характерное время пролета иона Ar^+ от края пучка до центра составит около 20 ns, что заметно меньше длительности импульса, т.е. данный эффект

имеет достаточно времени для проявления. Одним из доказательств этого является то, что пролетное время иона сопоставимо с длительностью начальной (медленной) стадии на осциллограмме плотности тока (рис. 5, а).

Важным выводом работы [16] является также то, что плотный пучок даже в отсутствие токовой нейтрализации имеет большой ток (причем больше тока Альфвена!) и лучше фокусируется в сравнительно редкой плазме, чем в плазме плотной. Физический смысл этого заключается в том, что при большем значении E_r для поддержания равновесия требуется большее магнитное поле, а значит, и больший ток. На наш взгляд, такой механизм фокусировки реализовался в пучках средних (60–80 keV) энергий, причем ток пучка достигал $3-4 I_A$ [17]. Отметим, что в условиях экспериментов [17] исходная концентрация плазмы, натекавшей из искровых источников, составляла лишь около $2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, т.е. порядка концентрации электронов пучка. Газ в пушку не подавался, следовательно, рост концентрации плазмы в течение импульса был несуществен, т.е. избыточной плазмы было немного. Но именно благодаря этому авторам [17] удалось добиться хорошей фокусировки пучка. Полученные нами данные также коррелируют с результатами работ [16,17].

Еще один немаловажный фактор (и возможно, дающий основной вклад) уменьшения плотности тока с ростом давления газа — это утечки тока по плазме с цилиндра Фарадея на диафрагму. Однако объяснить наблюдаемое поведение плотности тока от давления лишь наличием утечек не представляется возможным — слишком резко изменяется характер автографов пучка на металлических мишенях с повышением давления, т.е. фокусировка пучка становится хуже, чем в оптимальных условиях.

Важным обстоятельством, влияющим на фокусировку пучка, является его начальная расходимость, вызванная выпуклостью эмиссионной границы в сторону коллектора. Схематично эта выпуклость показана на рис. 2, а обусловлена она повышенной концентрацией плазмы в приосевой области, что характерно для разрядов в длинных трубках. В пользу наличия расходимости свидетельствует присутствие ореола в автографах пучка на мишенях, а также результаты измерений плотности тока: при диаметре отверстия в диафрагме 6 mm весь ток пучка проходит через это отверстие лишь после 50–70 ns с начала импульса.

Предположение о начальной расходимости пучка объясняет быстрый спад плотности тока с увеличением расстояния от выходного торца трубки до коллектора, d_{col} (рис. 6). Лишь в оптимальном диапазоне давлений газа этот спад не столь резок, поскольку фокусировка собственным магнитным полем в значительной степени компенсирует начальную расходимость пучка. Таким образом, одной из основных задач последующих исследований является поиск метода уменьшения начальной расходимости пучка, что позволило бы улучшить его фокусировку.

Выводы

1. Заблаговременное создание плазменного канала позволило не только увеличить амплитуду и скорость нарастания тока, но и повысить эффективность транспортировки пучка. Благодаря этому в электронной пушке на основе „канальной искры“ впервые получен низкоэнергетический (5–10 keV) пучок с током примерно в 1.5–2 раза выше ток Альфвена, скоростью нарастания более 10^{11} A/s и плотностью в десятки kA/cm^2 . Предложен качественный механизм генерации пучка в такой пушке, объясняющий как полученные в данной работе результаты, так и результаты других авторов. Отметим также, что в настоящей работе получены вполне определенные экспериментальные данные о плотности тока такого пучка. Приводимые авторами [1] значения порядка 100 kA/cm^2 не подкреплены описанием методики их измерения и по ряду косвенных данных просто завышены.

2. В оптимальном по давлению режиме на расстоянии 2–3 cm от выходного торца пушки плотность тока составила $40-25 \text{ kA/cm}^2$, что в перспективе позволяет обеспечить абляцию большинства твердотельных мишеней и беспрепятственное осаждение продуктов абляции на подложки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-08-18266-а).

Список литературы

- [1] Muller G., Schulteiss C. // Proc. 10th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS-94). San Diego, USA, 1994. P. 833–836.
- [2] Frey W., Schulteiss C., Bluhm H. // Proc. 14th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS-2202). Albuquerque, USA, 2002. P. 87–90.
- [3] Озур Г.Е., Попов С.А., Федущак В.Ф., Саушкин А.В. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 21. С. 29–36.
- [4] Hinshelwood D.D., Chrisey D.B., Cooperstein G. et al. // Proc. of 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Baltimore, USA, 1997. P. 1042–1047.
- [5] Жарова Н.В., Ратахин Н.А., Саушкин А.В. и др. // ПТЭ. 2006. Вып. 3. С. 96–99.
- [6] Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
- [7] Луценко Е.И., Середя Н.Д., Целуйко А.Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1299–1309.
- [8] Shultheiss C., Brenner P., Buth L., and Bluhm H. // Proc. 14th Int. Conf. on High Power Particle Beams. Albuquerque, USA, 2002. P. 321–324.
- [9] Hartmann W. and Gundersen M.A. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 23. P. 2371–2374.
- [10] Винтизенко Л.Г., Гаврилов Н.В., Коваль Н.Н. и др. // Источники электронов с плазменным эмиттером. Новосибирск: Наука, 1988. С. 41–59.
- [11] Lutz M.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1974. Vol. 2. N 1. P. 1–10.
- [12] Проскуровский Д.И., Пучкарев В.Ф. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2611–2618.

- [13] *Korolev Yu.D., Frank K.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1999. Vol. 27. N 5. P. 1525–1537.
- [14] *Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Прокурковский Д.И.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 12. С. 1425–1439.
- [15] *Hammer D.A., Rostoker N.* // Phys. Fluids. 1970. Vol. 13. N 7. P. 1831–1850.
- [16] *Аносова Л.М., Горбунов Л.М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 6. С. 1150–1155.
- [17] *Иремашвили Д.В., Кузнецов П.И., Осепашвили Т.А., Тимошенко А.П.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 7. С. 1485–1490.